

# LASERS A SEMICONDUCTEURS INTEGRES SUR SILICIUM

**Eric Tournié**

*Université de Montpellier et CNRS, Institut d'Electronique et des Systèmes (IES), UMR 5214,  
34000 Montpellier, France*

[eric.tournie@umontpellier.fr](mailto:eric.tournie@umontpellier.fr)

## RÉSUMÉ

Dans cette communication je présenterai une revue des résultats récents dans le domaine des sources lasers à semiconducteurs III-V intégrées sur substrat Si, pour les applications de type interconnexions optiques ou capteur intégré. Deux technologies principales seront présentées, l'intégration dite hétérogène par collage du matériau III-V sur la plateforme Si et l'intégration par épitaxie du matériau III-V sur substrat Si. Ces deux approches ont permis d'obtenir des lasers fonctionnant en régime continu à température ambiante.

**MOTS-CLEFS :** *photonique Si ; laser intégré ; épitaxie ; intégration hétérogène*

## 1. INTRODUCTION

Le 21ème siècle est caractérisé par une explosion de la demande de transfert d'information pour le calcul, le stockage ou les communications et le trafic croit exponentiellement depuis plusieurs années. Dans ce contexte, la difficulté réside dans la possibilité de déplacer l'information (transférer des bits) à toutes les échelles, sur une puce, de puce à puce ou à longue/très longue distance. Les interconnexions optiques intégrées sur des circuits à base de Silicium sont vues comme une route possible pour résoudre ces problèmes. Des travaux très importants et croissants sont donc mis en œuvre pour développer une photonique à base de Silicium dans la gamme des télécommunications (1.3 – 1.6  $\mu\text{m}$ ). En parallèle, il paraît opportun de transposer cette approche dans le moyen infra-rouge (2 – 8  $\mu\text{m}$ ), zone de transparence de l'atmosphère qui recouvre les raies d'absorption de nombreuses espèces gazeuses ou organiques. Cela ouvrirait la voie au développement de capteurs intégrés compacts.

## 2. INTEGRATION DE SOURCES LASERS III-V SUR SI

L'intégration de sources de lumière – en particulier de lasers à semiconducteurs – est le chaînon clé mais encore manquant de la photonique Silicium. Des sources à base de Si ou Ge permettraient de combler ce manque, mais les gaps indirects de Si et Ge limitent très sévèrement les perspectives. Malgré des résultats récents incluant l'émergence d'alliages à base de GeSn à gap direct [1-3] les sources à base de semiconducteurs III-V à gap direct resteront encore longtemps les plus efficaces. Des efforts importants sont actuellement déployés pour intégrer les lasers III-V sur plateformes Si. Deux approches principales sont poursuivies en parallèle.

L'intégration hétérogène procède par collage, moléculaire ou par l'intermédiaire d'un agent de collage, de wafers ou de puces III-V sur le circuit Si. Le laser est ensuite fabriqué directement en processant le matériau collé. Des résultats impressionnants ont été récemment démontrés [4-6] et cette approche est sans conteste la plus avancée actuellement. Néanmoins elle souffre de spécifications d'alignement extrêmement contraignantes, et par un gaspillage important de matériau.

A plus long terme l'approche par épitaxie directe de la structure laser III-V sur plateforme Si semble la plus prometteuse et versatile. L'épitaxie directe de semiconducteurs III-V sur substrat Si est cependant réputée extrêmement difficile du fait de différences importantes entre les paramètres de maille, les coefficients de dilatation thermique et de la présence d'une interface matériau polaire (III-V)/matériau non polaire (Si). Néanmoins, des progrès importants ont été réalisés ces dernières années sur la compréhension et la maîtrise, ou le contournement, de ces problèmes. Des résultats encourageants ont ainsi été reportés. En particulier, des lasers fonctionnant en continu vers 1.3  $\mu\text{m}$  ont été reporté avec des boîtes quantiques en technologie GaAs en appliquant diverses stratégies de couches tampons [7-11] et tandis que des lasers à puits quantiques en technologie GaSb fonctionnent en continu vers 2  $\mu\text{m}$  [12] et 1.55  $\mu\text{m}$  [13].

Je présenterai un résumé des travaux récemment publiés, en insistant sur les avantages, inconvénients et perspectives de chacune des approches.

### REMERCIEMENTS

Les travaux menés au sein de l'IES sont financés en partie par les investissements d'avenir (EquipEx EXTRA, ANR-11-EQPX-0016), par l'ANR (projet OPTOSi, ANR-12-BS03-002) et par l'Institut Universitaire de France (IUF).

### REFERENCES

- [1] H. Rong R. Jones, A. Liu, O. Cohen, D. Hak, A. Fang, and M. Paniccia, A continuous-wave Raman silicon laser, *Nature* **433**, 725 (2005).
- [2] R.E. Camacho-Aguilera, Y. Cai, N. Patel, J. T. Bessette, M. Romagnoli, L.C. Kimerling, and J. Michel, An electrically pumped germanium laser, *Opt. Express* **20**, 11316 (2012).
- [3] S. Wirths, R. Geiger, N. von den Driesch, G. Mussler, T. Stoica, S. Mantl, Z. Ikonik, M. Luysberg, S. Chiussi, J. M. Hartmann, H. Sigg, J. Faist, D. Buca, and D. Grützmacher, Lasing in direct-bandgap GeSn alloy grown on Si, *Nat. Photon.* **9**, 88 (2015).
- [4] K. Tanabe, K. Watanabe, Y. Arakawa, III-V/Si hybrid photonic devices by direct fusion bonding, *Sci. Reports* **2**, 349 (2015).
- [5] Pour des revues récentes voir G. Duan *et al.*, New Advances on Heterogeneous Integration of III-V on Silicon, *IEEE J. of Lightwave Technol.*, **33**, 976 (2015); T. Komljenovic, M. Davenport, J. Hulme, A.Y. Liu, C.T. Santis, A. Spott, S. Srinivasan, E.J. Stanton, C. Zhang, and J.E. Bowers, Heterogeneous Silicon Photonic Integrated Circuits, *IEEE J. Light. Technol.*, **34**, 20 (2016).
- [6] G. Crosnier, D. Sanchez, S. Bouchoule, P. Monnier, G. Beaudoin, I. Sagnes, R. Raj and F. Raineri, Hybrid indium phosphide-on-silicon nanolaser diode, *Nat. Photon.* **11**, 297 (2017).
- [7] Pour une revue récente voir: E. Tournié, J.B. Rodriguez, L. Cerutti, H.Y. Liu, J. Wu, and S.M. Chen, Metamorphic III-V semiconductor lasers grown on silicon, *MRS Bulletin* **41**, 218 (2016).
- [8] A. Y. Liu, C. Zhang, J. Norman, A. Snyder, D. Lubyshev, J. M. Fastenau, A. W. Liu, A. C. Gossard, and J. E. Bowers, High performance continuous wave 1.3  $\mu\text{m}$  quantum dot lasers on silicon, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 041104 (2014).
- [9] S. Chen, W. Li, J. Wu, Q. Jiang, M. Tang, S. Shutts, S. Elliott, A. Sobiesierski, A. Seeds, I. Ross, P. Smowton, and H. Liu, Electrically pumped continuous-wave III-V quantum dot lasers on silicon, *Nat. Photon.* **10**, 307 (2016).
- [10] A.Y. Liu, J. Peters, X Huang, D. Jung, J. Norman, Minjoo L. Lee, A.C. Gossard, and J.E. Bowers, Electrically pumped continuous-wave 1.3  $\mu\text{m}$  quantum-dot lasers epitaxially grown on on-axis (001) GaP/Si, *Opt. Lett.* **42**, 338 (2017).
- [11] S. Chen, M. Liao, M. Tang, J. Wu, M. Martin, T. Baron, A. Seeds, and Huiyun Liu, Electrically pumped continuous-wave 1.3  $\mu\text{m}$  InAs/GaAs quantum dot lasers monolithically grown on on-axis Si (001) substrates, *Opt. Expr.* **25**, 4632 (2017).
- [12] J.R. Reboul, L. Cerutti, J.B. Rodriguez, P. Grech, and E. Tournié, Continuous-wave operation above room temperature of GaSb-based laser diodes grown on Si, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 121113 (2011).
- [13] A. Castellano, L. Cerutti, J.B. Rodriguez, G. Narcy, A. Garreau, F. Lelarge, and E. Tournié, Room-temperature continuous-wave operation in the telecom wavelength range of GaSb-based lasers monolithically grown on Si, *APL Photonics* **2**, 061301 (2017).

# ÉVALUATION D'AMPLIFICATEURS À SEMICONDUCTEUR DE FORTE BRILLANCE EN VUE DE LEUR COMBINAISON COHÉRENTE

**Philipp Albrodt\*, Guillaume Schimmel, Marc Hanna, Patrick Georges, Gaëlle Lucas-Leclin**

*Laboratoire Charles Fabry Institut d'Optique Graduate School, CNRS, Université Paris-Saclay,  
2 Avenue Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau CEDEX*

\*[philipp.albrodt@institutoptique.fr](mailto:philipp.albrodt@institutoptique.fr)

## RÉSUMÉ

Nous décrivons la caractérisation d'amplificateurs à semiconducteur de forte brillance, émettant une puissance de 7 W, dont 4,5 W dans un faisceau en limite de diffraction. Les fluctuations de phase et d'intensité de ces émetteurs sont de faible amplitude, et en basse fréquence ( $\leq 10$  Hz). La combinaison cohérente d'un petit nombre de tels composants dans une architecture MOPA devrait permettre la réalisation d'une source de puissance et de luminance particulièrement élevées.

**MOTS-CLEFS :** *combinaison cohérente, diodes laser*

## 1. INTRODUCTION

Dans le proche infrarouge, les diodes laser constituent une technologie centrale pour les systèmes laser industriels – qu'il s'agisse de dispositifs "tout semiconducteur" combinant des émetteurs individuels ou en tant que sources de pompage de lasers à fibre ou à solide. Toute amélioration des performances des diodes laser, en puissance, en qualité spatiale et/ou en efficacité de conversion, a donc un impact fort pour les applications industrielles des lasers.

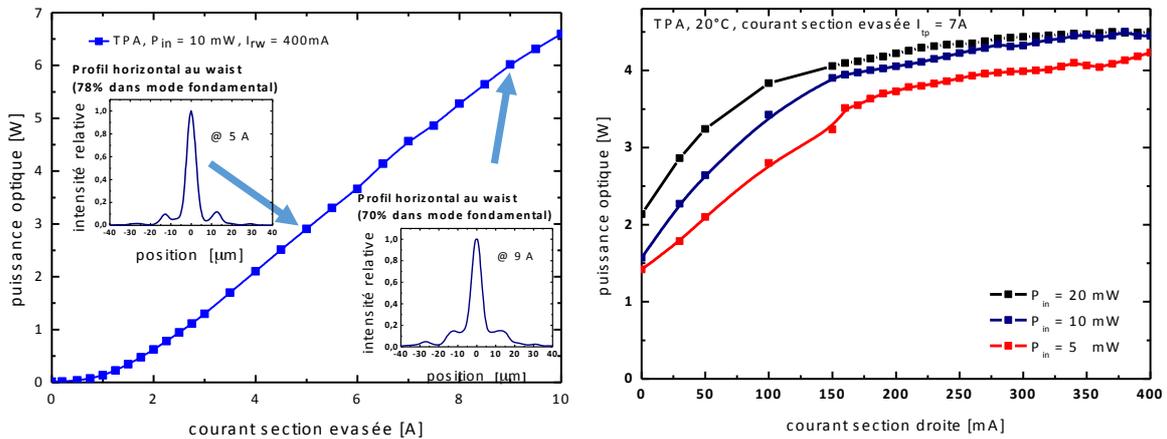
Les diodes à section large émettent typiquement des puissances de l'ordre de 10 W, avec des efficacités de conversion élevées, supérieures à 65% à température ambiante [1]; mais le faisceau émis est fortement multimode, et la luminance de la source est au plus de l'ordre de 150 MW/cm<sup>2</sup>/sr [2]. Au contraire, les diodes à section étroite ( $< 3 \mu\text{m}$ ) sont monomodes transverses, mais les puissances émises sont inférieures au Watt, et de même la luminance du faisceau reste au plus de 50 MW/cm<sup>2</sup>/sr. À ce jour, seules les diodes à section évasée ont permis d'augmenter la luminance spatiale jusqu'à 1 GW/cm<sup>2</sup>/sr, avec des puissances entre 5 et 8 W dans des faisceaux proches de la limite de diffraction, et une efficacité de conversion de l'ordre de 50%. Pour augmenter encore la puissance et la luminance des sources à base de diodes laser à section évasée, nous nous intéressons à la combinaison cohérente de tels lasers individuels, injectés par une même source, dans une architecture de type MOPA (*Master Oscillator Power Amplifier*).

## 2. CARACTÉRISATION DES AMPLIFICATEURS À SECTION ÉVASÉE

Les amplificateurs utilisés ont été mis au point au Ferdinand-Braun-Institut (FBH), Leibniz-Institut für Höchstfrequenztechnik à Berlin (Allemagne). Il s'agit d'émetteurs à section évasée, constitués d'une section droite de longueur 2 mm et de largeur 4,5  $\mu\text{m}$  et d'une section évasée de longueur 4 mm et d'angle 6°. La facette de sortie a ainsi une largeur d'environ 425  $\mu\text{m}$  [3]. Différentes structures de couche active ont été évaluées expérimentalement, du point de vue de leur qualité spatiale, proportion de puissance dans la mode fondamental, spectre du bruit d'intensité et efficacité de la conversion. Nous avons privilégié une structure active large asymétrique (décrite en [3]) qui donne lieu à l'émission d'un faisceau le plus proche d'un profil gaussien, bien adapté pour la combinaison cohérente. Les facettes des amplificateurs sont traitées anti-reflet ( $R \leq 0,5\%$ ) pour éviter toute émission laser parasite. Chaque section est contrôlée indépendamment par le courant. Les émetteurs sont soudés sur des montures de type C standard, côté P "en haut" pour accéder aux deux facettes – au détriment de l'évacuation de la chaleur qui limite le courant maximal.

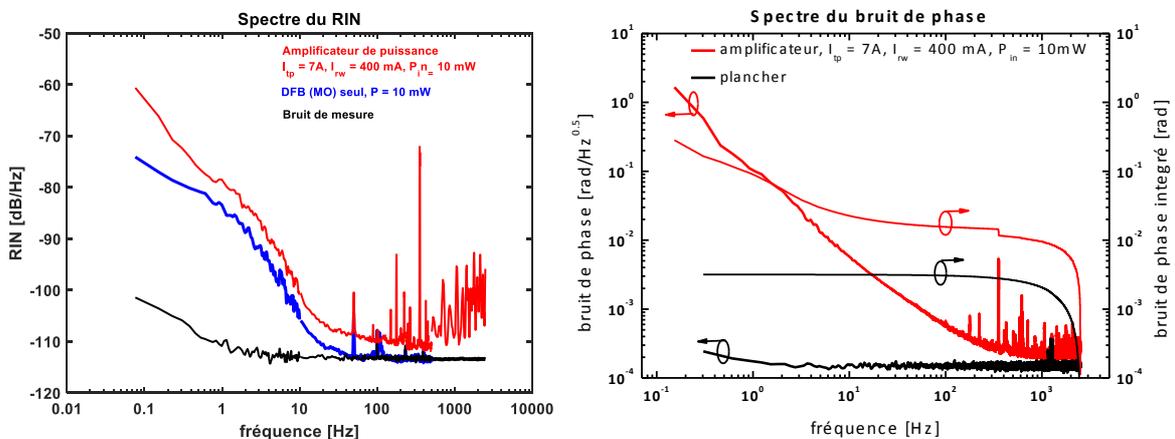
Les amplificateurs sont injectés par le faisceau monomode issu d'une diode DFB monofréquence à 976 nm. La puissance incidente nécessaire pour saturer les amplificateurs est de

10 mW : dans ces conditions, la puissance extraite d'un amplificateur est de typiquement 6 W au courant de 10 A en régime continu (Fig. 1). Le faisceau extrait de l'amplificateur est fortement astigmatique, et légèrement multimode. Il est collimaté à l'aide d'une lentille asphérique ( $f = 2,75$  mm) et d'une lentille cylindrique (19 mm). À 5 A – courant auquel la puissance émise est de 3 W – 78% de la puissance est dans le mode transverse fondamental; cette proportion chute à 70% au courant maximum de fonctionnement de 10 A (Fig.1). La puissance émise dans le faisceau en limite de diffraction est donc au plus de 4,5 W, correspondant à une luminance de  $450 \text{ MW/cm}^2/\text{sr}$ .



**Fig. 1 :** Diagrammes de caractérisation d'un amplificateur à section évasée. Puissance optique en fonction du courant de pompe (gauche) et puissance optique en fonction du courant dans la section droite (droite)

Les bruits d'intensité de la DFB d'injection et du faisceau amplifié ont été mesurés, et sont au plus de  $-100 \text{ dB/Hz}$  dans la bande spectrale  $f \geq 10 \text{ Hz}$  (Fig. 2). Pour mesurer le bruit de phase, nous avons superposé le faisceau amplifié à un faisceau de référence issu de la diode DFB d'injection, et placé deux photodiodes en quadrature dans le profil des franges d'interférence. Les fluctuations de phase sont lentes, caractérisées par une dérive de l'ordre de 8 rad sur des temps d'observation de 200 s, et un écart-type des fluctuations de 0,1 rad sur une seconde. Le spectre de bruit de phase correspondant ne fait effectivement apparaître que des composantes basses fréquences ( $f < 100 \text{ Hz}$ ), et un bruit de phase cumulé qui reste inférieur à  $\pi/30$  pour des fréquences supérieures à 10 Hz au courant de 7 A (Fig. 2): cela reflète la faible amplitude des fluctuations de phase dans les amplificateurs à semiconducteur, qui constitue l'un des atouts de ces composants par rapport aux amplificateurs à fibre [4]. La correction des variations relatives des phases est donc simple à mettre en œuvre. Le piston de phase subi par le faisceau amplifié évolue de  $\pi$  pour une variation typique de courant de 75 mA dans la section droite, et de 330 mA dans la section évasée.



**Fig. 2 :** Spectre du bruit d'intensité (gauche) et bruit de phase (droite)

### 3. COMBINAISON COHÉRENTE D'AMPLIFICATEURS

La combinaison cohérente, qui consiste à superposer de manière constructive des faisceaux différents, est la seule technique de combinaison qui permet d'augmenter effectivement la luminance spatiale des faisceaux en maintenant toutes les propriétés intrinsèques d'un laser (polarisation, largeur spectrale). Elle nécessite de maintenir une relation de phase constante, stable au cours du temps, entre les faisceaux à combiner. Deux architectures de mise en phase sont étudiées dans la littérature : les configurations de cavité étendue, qui assurent une auto-organisation des émetteurs, et la configuration d'amplificateurs injectés. Cependant, les architectures de cavité étendue sont limitées par la compétition avec l'émission propre des émetteurs, et la difficulté à imposer une émission cohérente stable à fort courant d'injection [5]. C'est pourquoi nous privilégions ici la combinaison d'amplificateurs injectés par une même source. D'autre part, nous travaillons avec un petit nombre d'amplificateurs individuels ( $N = 2$  à  $3$ ), de façon à profiter d'une meilleure évacuation de la chaleur et un contrôle facilité des courants d'injection. L'architecture de combinaison cohérente est donc extrêmement simple, et repose sur l'utilisation de miroirs et de lames séparatrices 50/50 pour les étages de séparation et de superposition des faisceaux. Les phases sont stabilisées au moyen d'un simple algorithme de recherche de maximum implémenté dans un microcontrôleur.

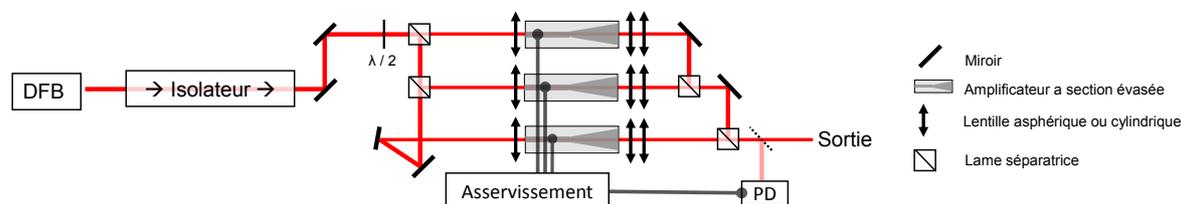


Fig. 3: Architecture MOPA pour trois amplificateurs individuels

Dans une première expérience de démonstration, nous avons obtenu une puissance combinée de 5,9 W en régime continu, avec  $N = 2$  amplificateurs fonctionnant au courant de 5,5 A. L'efficacité de combinaison est de 81% dans ces conditions, limitée par la proportion de puissance dans le mode fondamental. L'évaluation du dispositif avec  $N = 3$  amplificateurs en régime continu et quasi-continu est en cours et sera présentée à la conférence, afin de démontrer le potentiel de ces composants pour la réalisation d'une source à semiconducteur puissante ( $\geq 10$  W) et de forte luminance.

#### REMERCIEMENTS

Ces travaux ont été en partie financés par le projet européen FP7-BRIDGE (314719); nous remercions P. Crump, J. Decker, G. Blume et G. Erbert (FBH, Berlin) pour nous avoir fourni les composants amplificateurs.

#### RÉFÉRENCES

- [1] P. Crump et al., "Efficient High-Power Laser Diodes," in IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 19, no. 4, pp. 1501211-1501211 (2013)
- [2] P. Crump et al., "Development of high power diode lasers with beam parameter product below  $2 \text{ mm} \times \text{mrad}$  within the BRIDGE project," Proc. SPIE 9348, 93480D (2015).
- [3] C. Fiebig et al. "12 W high-brightness single-frequency DBR tapered diode laser" Electronics Letters 44.21 (2008): 1253-1255.
- [3] P. Crump et al., "Development of high-power diode lasers with beam parameter product below  $2 \text{ mm} \times \text{mrad}$  within the BRIDGE project." SPIE LASE. International Society for Optics and Photonics, 2015
- [4] A. Brignon, *Coherent Laser Beam Combining* (Wiley-VCH, 2013).
- [5] G. Schimmel et al, "Rear-side resonator architecture for the passive coherent combining of high-brightness laser diodes", Optics Letters, 41 (5), pp.950-953 (2016)

# MODELISATION DES PROPRIETES STATIQUES ET DYNAMIQUES D'UN LASER SEMI-CONDUCTEUR DE CLASSE A A VERROUILLAGE ACTIF ET HARMONIQUE DES MODES

Oriane Lelièvre<sup>1</sup>, Khadija Abensar<sup>1</sup>, Ghaya Baili<sup>1</sup>, Vincent Crozatier<sup>1</sup>, Fabienne Goldfarb<sup>2</sup>, Fabien Bretenaker<sup>2</sup>, Daniel Dolfi<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Thales Research & Technology, 91120 Palaiseau, France*

<sup>2</sup> *Laboratoire Aimé Cotton, CNRS – Université Paris Sud – ENS Paris Saclay – Université Paris Saclay, 91400 Orsay, France*

[oriane.lelievre@thalesgroup.com](mailto:oriane.lelievre@thalesgroup.com)

## RÉSUMÉ

Nous présentons une description analytique des propriétés statiques et dynamiques de l'impulsion optique issue d'un laser semi-conducteur de classe A à verrouillage actif et harmonique des modes. Nous testons la validité du modèle en l'appliquant à deux sources impulsionnelles utilisées dans un convertisseur analogique numérique assisté optiquement.

**MOTS-CLEFS :** *laser à verrouillage de modes, bruit de phase, chirp, largeur impulsion*

## 1. INTRODUCTION

Les convertisseurs analogique-numérique (CAN) de bande passante multi-gigahertz sont des composants clés pour les futurs systèmes de communication et de détection [1]. Une des limites actuelles de ces convertisseurs est la gigue temporelle de l'horloge d'échantillonnage du signal [2]. La numérisation d'un signal à 40 GHz avec une résolution de 8 bits impose par exemple une gigue temporelle inférieure à 10 fs. Une telle qualité d'horloge reste difficile à obtenir et à distribuer avec des techniques purement électroniques. Avec le développement de sources laser à verrouillage de modes dont les stabilités temporelles sont des plus en plus grandes, la photonique est une alternative très prometteuse. Une des techniques d'échantillonnage assistée optiquement, actuellement envisagée, est basée sur l'utilisation d'un commutateur optoélectronique activé par une source optique impulsionnelle [2]. Avec une telle technique, nous avons montré le sous-échantillonnage d'un signal à 19 GHz avec un nombre effectif de bits de 6. Pour cela, nous avons développé une source impulsionnelle spécifique délivrant des impulsions de quelques ps avec une fréquence de répétition de 4 GHz et une gigue temporelle inférieure à 50 fs. L'architecture générique de la source impulsionnelle proposée est basée sur l'utilisation d'un amplificateur optique à semi-conducteur (SOA), inséré dans une cavité en anneau fibrée de quelques mètres de longueur. Une telle architecture, dans laquelle le temps de vie des photons est supérieur à celui de l'inversion de population, assure une oscillation faible bruit du laser dans une dynamique dite de « classe A ». Pour assurer une fréquence de répétition multi-GHz, le fonctionnement impulsionnel est forcé à l'aide d'un modulateur Mach-Zehnder (MZM) intra-cavité excité par un signal radio-fréquence (RF) externe. C'est le régime de verrouillage actif de modes harmoniques, où la fréquence de répétition est un multiple de l'intervalle spectral libre de la cavité. Enfin, un filtre optique limite la largeur de gain du SOA, pour assurer un fonctionnement stable et des impulsions de durée picoseconde.

Les propriétés statiques et dynamiques de l'impulsion optique, i.e. sa largeur, son facteur de chirp et sa stabilité temporelle, impactent directement la bande passante et la précision du CAN optique. Nous proposons, dans le présent papier, deux modèles spécifiques décrivant respectivement les propriétés statiques et dynamiques de l'impulsion optique. Puis, nous proposons une validation expérimentale des modèles proposés.

## 2. MODELES

Pour décrire l'impulsion optique, nous supposons qu'elle a une forme gaussienne tout au long de sa propagation dans la cavité laser. Le modèle proposé prend en compte les effets liés à la dispersion optique dans la fibre, au filtrage optique et à la modulation rapide des pertes par un MZM. Pour cela, chaque effet est décrit par sa fonction de transfert équivalente, tel que proposé dans la référence [3]. La saturation du gain du SOA et le couplage phase/amplitude qui en découle sont également pris en compte en décrivant la réponse impulsionnelle du SOA tel que G. Agrawal l'a proposé dans [4]. En pratique, nous effectuons un calcul itératif des propriétés de l'impulsion optique sur un aller/retour, jusqu'à obtention de l'état stationnaire, qui nous permet d'extraire la largeur et le paramètre de chirp de l'impulsion.

Pour évaluer la stabilité temporelle des impulsions, i.e. la gigue temporelle d'une impulsion à une autre, nous décrivons analytiquement le bruit de phase à la fréquence de répétition des impulsions optiques. Pour cela, nous adaptons le modèle décrit dans [5] au cas particulier de notre laser. Les adaptations sont relatives aux points suivants non-décrits dans [5] : (i) prise en compte d'un verrouillage harmonique (ii) prise en compte de l'existence de plusieurs peignes de mode non-corrélés entre eux et (iii) prise en compte de l'élargissement de la raie optique dû à la répartition non homogène des pertes et des longueurs dans la cavité laser [6]. Le modèle prend en compte la contribution du bruit de l'émission spontanée, le bruit de phase de la source radiofréquence utilisée et le bruit lié au désaccord entre la fréquence de modulation et l'harmonique d'ordre supérieur du laser.

## 3. VALIDATION EXPERIMENTALE

Nous appliquons la description analytique de l'impulsion optique à un laser impulsionnel fonctionnant autour de 800 nm. Ce dernier compte 15 m de fibres optiques monomodes avec une dispersion de  $-130$  ps/nm/km et un filtre dispersif de 1 nm de largeur spectrale avec une dispersion totale de 10 ps/nm. Nous étudions dans un premier temps l'évolution de la largeur de l'impulsion optique en fonction de la fréquence de répétition. Tel qu'illustré par la figure 1 (c) ; nous avons un bon accord entre les prévisions du modèle et les mesures pour des fréquences de répétition allant jusqu'à 16 GHz. Dans un deuxième temps, nous fixons la fréquence de répétition à 4GHz et nous caractérisons le paramètre de chirp de l'impulsion en étudiant l'évolution de sa largeur avec une fibre dispersive externe. Nous trouvons également un bon accord entre les prévisions du modèle et les points expérimentaux (Fig. 1(b)), validant un chirp de  $-4.5$  pour l'impulsion extraite du laser.

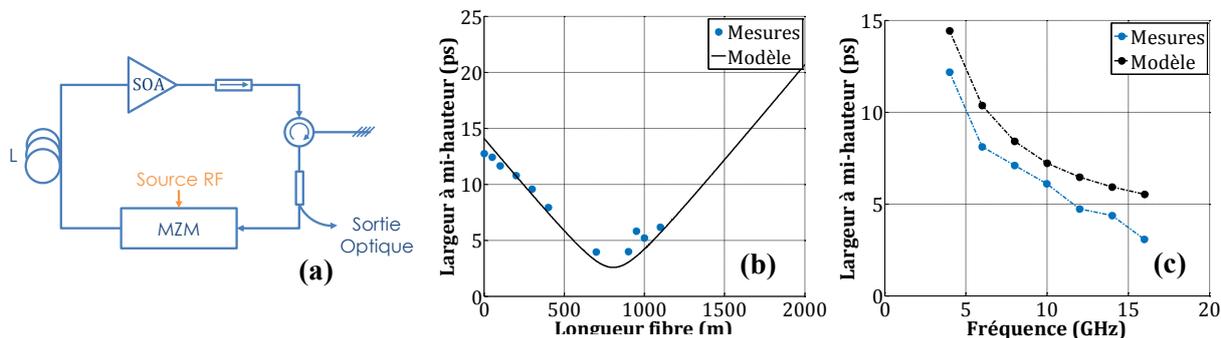


Fig. 1 : (a) Schéma de principe du laser à verrouillage de mode actif (b) Evolution de la largeur à mi-hauteur de l'impulsion laser à 4 GHz après propagation dans une fibre de dispersion égale à  $-130$  ps/nm.km. (c) Evolution de la largeur à mi-hauteur en fonction de la fréquence de répétition du laser impulsionnel.

Nous appliquons maintenant le modèle sur la gigue temporelle au laser précédemment décrit. Nous représentons sur la figure 2 le bruit de phase du laser mesuré, celui donné par le modèle ainsi que la contribution de l'émission spontanée et la contribution du synthétiseur. Nous avons un bon accord entre les mesures et le modèle.

un bon accord entre le bruit de phase théorique et le bruit de phase mesuré. Par ailleurs, le bruit de phase du laser est donné, comme attendu, par la contribution du synthétiseur aux fréquences d'offset inférieures à 300 kHz. Aux fréquences supérieures à 300 kHz, la contribution de l'émission spontanée devient dominante. Afin d'éprouver la validité du modèle, nous l'appliquons à une source impulsionnelle à 1550 nm délivrant des impulsions de 20 ps à une fréquence de répétition de 10 GHz. Cette dernière utilise 100 m de fibre monomode et intègre un filtre de Bragg centré autour de 1550 nm avec une largeur spectrale de 2 nm. La comparaison des prévisions du modèle aux résultats expérimentaux, représentée en figure 2 (b), nous permet de valider une nouvelle fois le modèle. Il est important de souligner que le modèle utilise des paramètres issus de mesures expérimentales ou de données « constructeurs ».

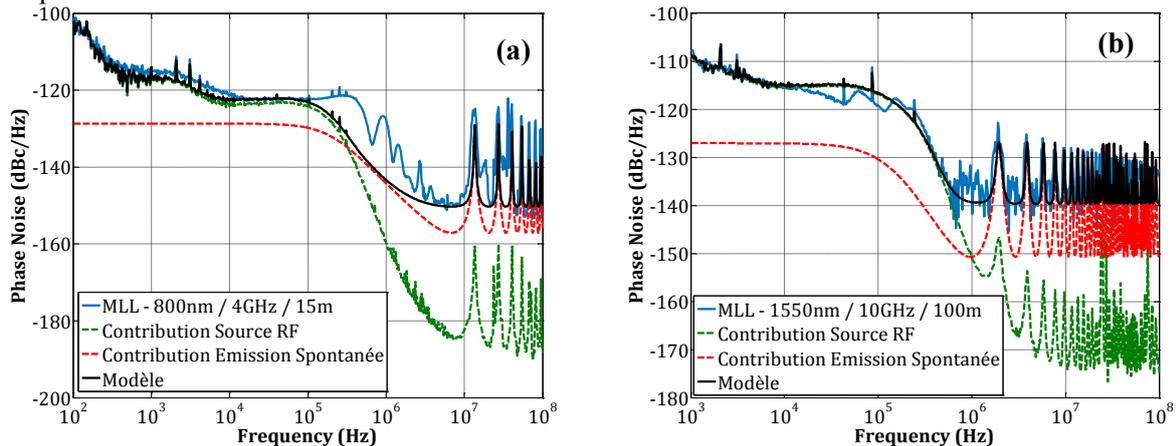


Fig. 2 : Bruit de phase du laser à verrouillage de modes harmonique (a) à 800 nm et (b) à 1.55  $\mu$ m

## CONCLUSION

Nous avons présenté deux modèles permettant de décrire respectivement les propriétés statiques et dynamiques de l'impulsion optique issue d'un laser semi-conducteur de classe A utilisant un verrouillage harmonique actif. Le premier modèle, décrivant la largeur et le paramètre de chirp de l'impulsion, est validé sur une source impulsionnelle à 800 nm. Le second modèle, décrivant la gigue temporelle du train d'impulsions, est validée à la fois sur une source impulsionnelle à 800 nm et une seconde source impulsionnelle à 1550 nm. Des études complémentaires sont en cours pour affiner (i) le premier modèle en incluant l'effet d'auto-modulation de phase dans la fibre et (ii) le second modèle en incluant les corrélations de phase entre les différents peignes de mode. Les résultats obtenus permettent cependant déjà de dimensionner la source impulsionnelle souhaitée pour l'application à un CAN optique ou à un oscillateur opto-électronique couplé.

Ces travaux sont financés dans le cadre d'un projet d'étude amont de la Direction Générale de l'Armement (DGA).

## REFERENCES

- [1] G. C. Valley, "Photonic analog-to-digital converters," *Opt. Express* 15, 1955-1982, February 2007.
- [2] C. Tripon-Canseliet et al., "High dynamic range single channel sampling of wideband RF signals using ultra-fast nanoscale photoconductive switching," *Electronics Letters*, vol. 52, pp. 237-239, 24 2016
- [3] D. R. Hjelme and A. R. Mickelson, "Theory of Timing Jitter in Actively Mode-Locked Lasers," *IEEE Journal of quantum electronics*, vol. 28, pp. 1594-1606, 1992.
- [4] M. Nakazawa et al., "Time-Domain ABCD Matrix Formalism for Laser Mode-Locking and Optical Pulse Transmission," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 34, pp. 1075-1081, 1998.
- [5] G. P. Agrawal and N. Anders Olsson, «Self-Phase Modulation and Spectral Broadening of Optical Pulses in Semiconductor Laser Amplifiers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 25, pp. 2297-2306, 1989.
- [6] W. Hamel and J. Woerdman, "Observation of Enhanced Fundamental Linewidth of a Laser Due to Nonorthogonality of Its Longitudinal Eigenmodes," *Physical Review Letters*, vol. 64, pp. 1506-1509, 1990.

# COHÉRENCE PARTIELLE D'UN MICROLASER À SEMICONDUCTEUR DANS LA RÉGION DU SEUIL

Djeylan Aktas, Olivier Alibart, Gian Luca Lippi, Éric Picholle et Sébastien Tanzilli

*Institut de Physique de Nice (IN $\phi$ NI), UMR 7010 CNRS-UMR, Université de Nice Sophia Antipolis,  
Membre de l'Université Côte d'Azur, Parc Valrose, 06108 Nice cedex, France*

djeylan.aktas@inphyni.cnrs.fr

## RÉSUMÉ

L'émission de microlasers dans la région du seuil est caractérisée par des techniques de coïncidence quantique. Un mélange de composantes cohérentes et incohérentes est mis en évidence aux très faibles intensités de pompe.

**MOTS-CLEFS :** *Microlasers ; lasers de classe B ; seuil ; cohérence*

## 1. INTRODUCTION

Les micro- et nano-lasers à semiconducteurs de classe B sont caractérisés par une région de seuil étendue, dans laquelle émissions spontanée et stimulée entrent en compétition, le faible nombre de modes actifs induisant en outre des effets stochastiques de discrétisation [1,2]. Difficile à caractériser par des techniques classiques, cette région de seuil peut l'être par des mesures de corrélations avec des détecteurs à avalanche opérants en régime de photon unique [3].

D'après une proposition de Lebreton *et al.*, les mêmes techniques permettent en outre de déterminer certaines propriétés spectrales du rayonnement émis, y compris à très bas niveau optique, et en particulier de distinguer un rayonnement cohérent de celui émis par une source chaotique ("blanche") [4]. Pour cela, un interféromètre de Mach-Zender est intercalé entre la source et un analyseur de type Hanbury Brown and Twiss (Fig. 1).

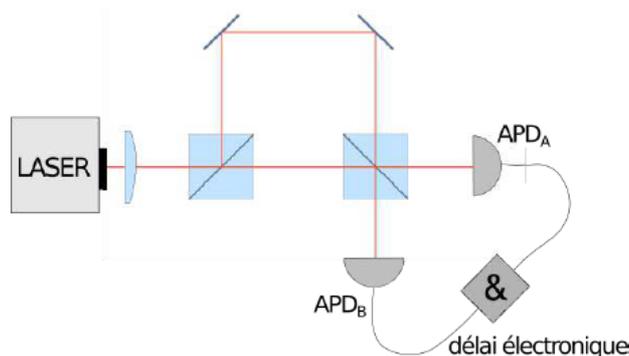


Fig. 1 : Schéma de principe de la mesure. Le faisceau à analyser traverse un interféromètre de Mach-Zender dont les deux sorties alimentent deux photodétecteurs à comptage de photon (APDA&B), les coïncidences étant enregistrées sur un convertisseur temps-numérique (TDC)

## 2. TRANSITION DU RÉGIME CHAOTIQUE VERS LE RÉGIME COHÉRENT

L'analyse théorique de Lebreton *et al.* [4] prédit la possibilité de trois types de régime laser présentant des signatures très différentes : (a) une émission incohérente, caractérisée par deux pics de

corrélations étroites, symétriques par rapport à l'origine et correspondant aux fonctions d'autocorrélation déplacées d'un délai  $\tau$  correspondant au déséquilibre de l'interféromètre ; un terme d'interférence quantique impose la valeur de 1 pour  $\tau = 0$  (Fig. 2a, à gauche) ; (b) un régime cohérent stationnaire, caractérisé par un "dip" en  $\tau = 0$  (Fig. 2b, au centre) ; et (c) un régime cohérent intermittent, caractérisé par trois pics larges dû aux fluctuations d'intensité, le pic central étant lui-même creusé d'un dip moins profond (Fig. 2c, à droite) .

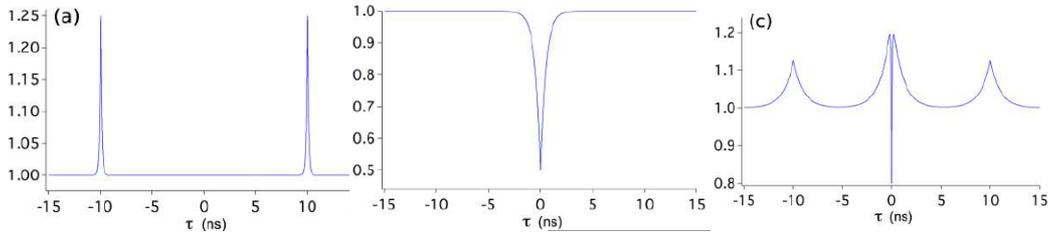


Fig. 2 : Corrélations en intensité croisées pour (a) une source incohérente à spectre large ( $\tau_{\text{coh}} = 100$  ps) ; (b) au centre : une source cohérente ( $\tau_{\text{coh}} = 10$  ns) ; (c) une source cohérente ( $\tau_{\text{coh}} = 100$  ps) présentant des fluctuations temporelles ( $\tau_{\text{caract.}} = 1$  ns). Numérique, d'après [4]

Nous avons caractérisé de cette façon un microlaser du commerce, Thorlabs VCSEL-980, polarisé et émettant à une longueur d'onde de 980 nm, avec un diamètre de cavité de l'ordre de  $6 \mu\text{m}$  (soit  $\beta \sim 10^{-4}$ ). On observe en effet une région de seuil étendue, dans laquelle on transite d'un régime essentiellement incohérent vers un régime essentiellement cohérent (Fig. 3, en bas à droite) en passant par un régime cohérent intermittent, *via* des régimes intermédiaires (Fig. 3, en haut à gauche) qu'on peut interpréter comme un mélange de fonctionnement cohérent intermittent et de régimes « pleinement » cohérents, avec un temps caractéristiques de cohérence stationnaire qui s'installe et augmente progressivement avec l'intensité de pompe (Fig. 3, résultat en bleu).

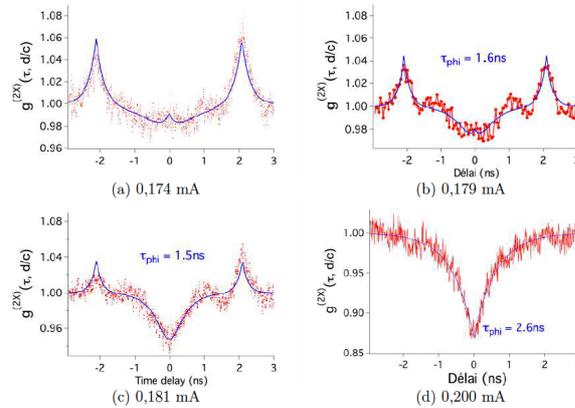


Fig. 3 : Corrélations en intensité croisées pour des valeurs croissantes de l'intensité de pompage. En rouge : points expérimentaux ; en bleu : courbes d'ajustement numérique.

### 3. MÉLANGE DE COMPOSANTES COHÉRENTES ET INCOHÉRENTES

Une analyse plus fine des corrélations à faible intensité en-deçà de la région de seuil, dans un régime *a priori* dominé par l'émission spontanée, montre toutefois qu'à la signature majoritaire d'un rayonnement majoritairement incohérent du microlaser, vient se superposer une faible contribution d'une composante cohérente intermittente (pic central sur la Fig. 3, en haut à gauche) dénotant un régime transitoire intermédiaire. Cette observation reste valide pour les très faibles intensités de pompe, même si le repérage des pics n'est alors possible que via une analyse numérique détaillée (Fig. 4).

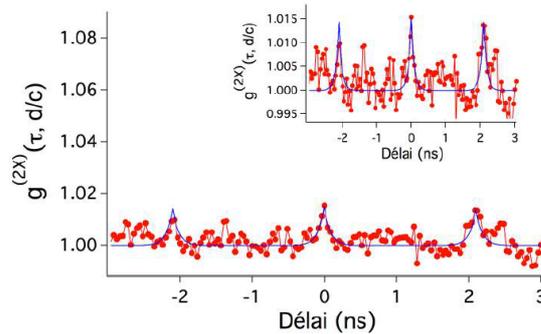


Fig. 4 : Corrélations en intensité croisées pour une intensité de pompage très en-deçà du seuil ( $I = 0,122$  mA). En rouge : points expérimentaux. Le traitement numérique (courbes d’ajustement, en bleu) fait apparaître des pics caractéristiques d’une cohérence partielle indiscernables “à l’œil” des fluctuations expérimentales

En résumé, nous avons donc mis en évidence la signature d’une composante cohérente de l’émission d’un microlaser de classe B très en-deçà du seuil, dans une région où celle-ci est très majoritairement incohérente (“zone 1” sur la Fig. 5). À mesure que l’intensité de pompage augmente, le laser traverse une région de seuil étendue caractérisée par un mélange de composantes incohérente et cohérente intermittente (zone jaune), avant de franchir un seuil de pleine cohérence et d’atteindre un fonctionnement continu (“zone 2”). Dans les gammes de paramètres accessibles aux mesures classiques (zone 2 & partie haute de la zone transitoire), celles-ci sont parfaitement compatibles avec les mesures spectrales par corrélations quantiques présentées ici [5].

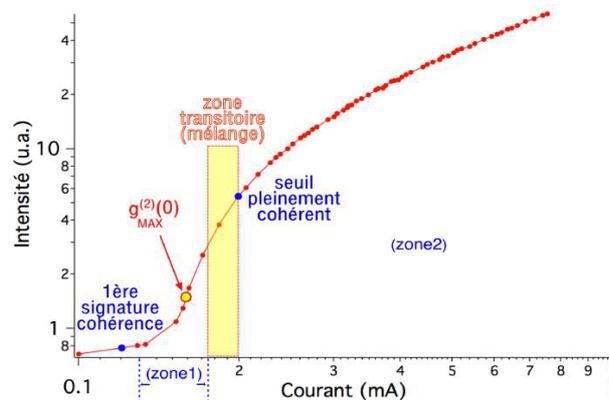


Fig. 5 : Positionnement des régimes spectraux identifiés dans la région de seuil d’un microlaser

## RÉFÉRENCES

1. F.T. Arrechi et V. Degiorgio, “Statistical properties of laser radiation during a transient buildup”, *Phys. Rev. A* **3**, 1108, 1971.
2. G.P. Puccioni et G.L. Lippi, “Stochastic simulator for modeling the transition to lasing”, *Opt. Express*, **23**, 2369, 2015.
3. D. Aktas, T. Wang, O. Alibart, G.L. Lippi, É. Picholle et S. Tanzilli, “Caractérisation par corrélations quantiques de la région de seuil de microlasers de classe B”, JNOG 2016, Bordeaux.
4. A. Lebreton, I. Abram, R. Braive, I. Sagnes, I. Robert-Philip et A. Beveratos, “Theory of interferometric photon-correlation measurements : Differentiating coherent from chaotic light”, *Phys. Rev. A*, vol. 88, 013801, 2013.
5. T. Wang, G.P. Puccioni et G.L. Lippi, “Dynamic buildup of lasing in mesoscale devices”, *Scient. Reports*, **5**, art. 15858, 2015.

# ÉVÉNEMENTS RARES CONTROLABLES DANS UN LASER A SEMI- CONDUCTEURS SOUS INJECTION OPTIQUE

Kevin Schires<sup>1</sup>, Frédéric Grillot<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Télécom ParisTech, Université Paris-Saclay, 46 rue Barrault, 75634 Paris, Cedex 13, France

<sup>2</sup> Center for High Technology Materials, The University of New-Mexico, 1313 Goddard SE,  
Albuquerque, United States

[schires@enst.fr](mailto:schires@enst.fr)

## RÉSUMÉ

L'excitabilité de lasers Fabry-Perot à puits quantiques sous faible injection optique est utilisée pour générer des impulsions aléatoires. Les impulsions proviennent d'un régime impulsif périodique, rendu irrégulier en utilisant le bruit inhérent au système de telle sorte que l'intervalle entre chaque impulsion devient aléatoire. En contrôlant la puissance injectée, la rareté des impulsions peut être accordée pour que les impulsions puissent être assimilées à des ondes scélérates. Le générateur d'événement rare ainsi proposé peut être incorporé sur un circuit photonique intégré.

**MOTS-CLEFS :** *lasers à semi-conducteurs ; injection optique ; dynamique non-linéaire ; événements rares*

## 1. INTRODUCTION

L'injection optique est une technique éprouvée pour la génération d'oscillations RF en utilisant des lasers à semi-conducteurs. Injecter dans un laser esclave la lumière d'un laser maître de puissance optique  $P_{ML}$  permet de générer des oscillations périodiques, aperiodiques et des pulsations [1, 2]. Le laser esclave peut également être verrouillé au laser maître, auquel cas l'injection optique empêche l'émission stimulée des modes longitudinaux du laser esclave autres que celui proche de la longueur d'onde du laser maître.

La génération d'impulsions est reliée à l'excitabilité de certains types de lasers à semi-conducteurs, qui peuvent générer une forte impulsion en réponse à une faible variation des conditions d'injections [3], généralement proche de la bifurcation de Saddle-Node qui marque une des limites de la zone de verrouillage. La bistabilité de cette bifurcation est bien connue, mais nous étudions ici la bistabilité des dynamiques qui accompagnent le verrouillage et déverrouillage autour de la bifurcation de Saddle-Node.

En utilisant un laser à puits quantique injecté optiquement proche de la bifurcation de Saddle-Node, nous utilisons l'excitabilité de telles sources laser ainsi que le bruit inhérent au système pour générer des événements rares correspondant au critère d'identification des ondes scélérates. La bistabilité des oscillations générées sous injection optique est essentielle pour cette étude, car elle permet de générer à la sortie du laser des pulsations périodiques à amplitude constante, difficiles à générer dans un laser Fabry-Perot à une seule section. Le bruit du système permet ensuite de rendre aléatoire ces pulsations, et la rareté des événements peut être contrôlée de part les conditions d'injection.

## 2. BISTABILITE SOUS INJECTION OPTIQUE

Le laser utilisé pour cette étude est un laser Fabry-Perot à puits quantiques commercialisé par Alcatel/Nokia, dont le mode au pic de gain est injecté 50 pm au-dessus de sa longueur d'onde sous opération solitaire, autour de 1548 nm. La puissance  $P_{ML}$  du laser maître est ensuite variée pour observer la route vers et hors de la zone de verrouillage ; on note  $P_{ML}^+$  cette puissance lorsqu'elle est utilisée pour rentrer dans la zone de verrouillage, et  $P_{ML}^-$  lorsqu'elle est utilisée pour en sortir.

La Fig. 1 a) présente le cycle d'hystérésis associé au verrouillage : lorsque la puissance du laser maître est augmentée et que le laser esclave va d'une opération solitaire au verrouillage, des oscillations périodiques sont observées à la sortie du laser. Une fois le laser verrouillé, lorsque la puissance du laser maître est diminuée, le laser suit maintenant la branche montante du cycle d'hystérésis (en rouge) ; le déverrouillage s'effectue pour une puissance légèrement inférieure à celle nécessaire au verrouillage, ce qui illustre la bistabilité bien connue de la zone de verrouillage dans cette partie de la carte d'injection. Cependant, une fois déverrouillé, le laser présente des pulsations périodiques au lieu des oscillations observées sur la branche descendante du cycle (en bleu). Notons que tant le système reste sur la branche inférieure, il est possible de varier  $P_{ML}$  dans les deux directions et de rester sur cette branche, tant que  $P_{ML}^+$  ne dépasse pas 2.4 dBm

Le cycle d'hystérésis peut ainsi être reconnu dans les mesures des spectres optiques présentées sur les Fig. 1 b) et c) : dans la zone de verrouillage, pour  $P_{ML}$  supérieur à 2.4 dBm pour les Fig. 1 b) et 2.1 pour la Fig. 1 c), seul le mode injecté domine le spectre optique, les autres modes longitudinaux étant fortement réduits. La bistabilité de la zone de verrouillage est donc clairement visible, tout comme la différence entre les oscillations précédant le verrouillage. La Fig. 1 b) montre un spectre classique de modulation d'amplitude à la fréquence du désaccord entre lasers maître et esclave, tandis que Fig. 1 c) révèle un spectre large généralement caractéristique d'oscillations chaotiques ou de pulsation.

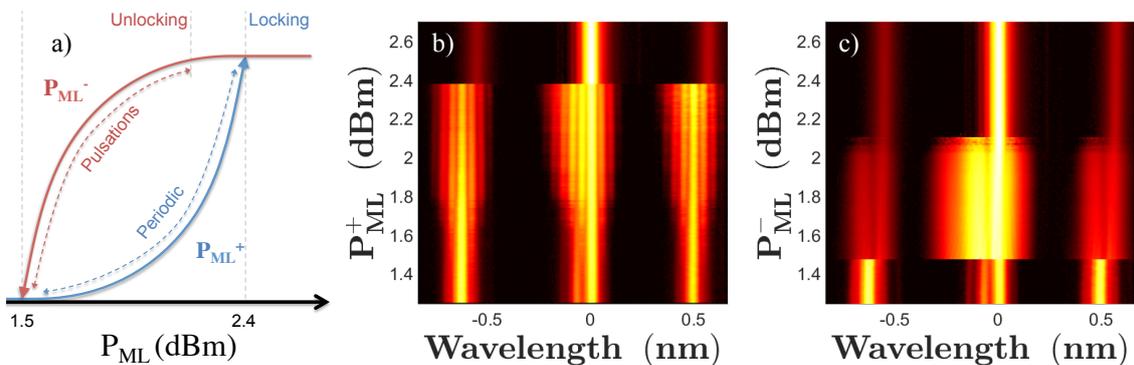


Fig. 1 : a) Vue schématique du cycle d'hystérésis expérimental autour de la bifurcation de Saddle-Node.  
 b) Évolution du spectre optique dans la branche montante (bleu) du cycle.  
 c) Évolution du spectre optique dans la branche descendante (rouge) du cycle.

### 3. GENERATION D'ÉVÉNEMENTS RARES

La Fig. 2 a) montre une trace temporelle des pulsations obtenues en quittant la zone de verrouillage. Des impulsions de forme similaire apparaissent périodiquement à la sortie du laser. Chaque impulsion est constituée de plusieurs vagues, la plus grande ayant une hauteur  $H_w$  de 120 mV. Dans cette zone de pulsations, l'intervalle entre chaque pulsation augmente avec  $P_{ML}^-$ , jusqu'à devenir aléatoire proche de la bifurcation vers le verrouillage.

La Fig. 2 b) montre l'évolution avec  $P_{ML}$  de la hauteur des vagues comprises dans les traces temporelles. La ligne blanche représente le seuil permettant d'identifier une vague comme scélérate [4]. On observe que l'amplitude des vagues constituant les pulsations changent peu avec  $P_{ML}$ . Cependant, comme l'intervalle entre deux impulsions consécutives augmente avec  $P_{ML}$ , les impulsions deviennent suffisamment rares pour être considérable comme des vagues scélérates lorsque le laser entre dans la zone de verrouillage.

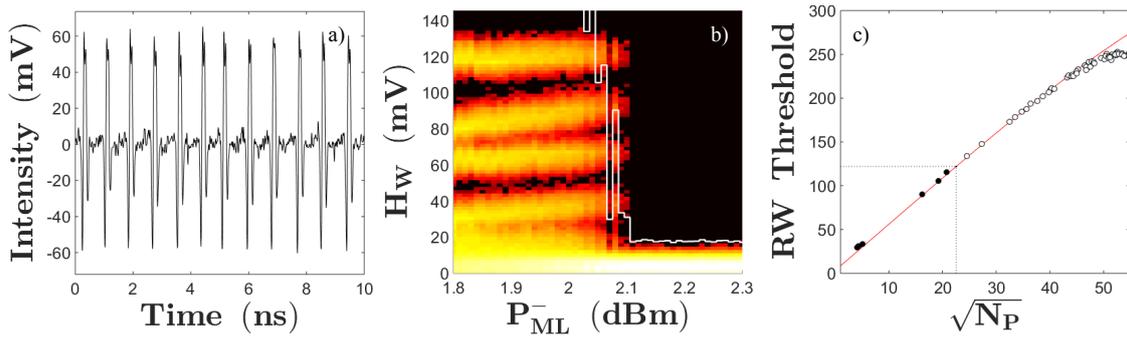


Fig. 2 : a) Exemple de traces temporelles des impulsions. b) Évolution des hauteurs de vagues  $H_w$  sous puissance d'injection descendante, la ligne blanche représentant le seuil d'identification d'ondes scélérates. c) Relation expérimentale (points) et estimée (ligne rouge) entre le seuil d'identification d'ondes scélérates et le nombre d'impulsions dans une trace temporelle.

Comme l'amplitude des impulsions ne change pas, on peut prouver que le seuil d'identification des ondes scélérates est proportionnel à la racine carrée du nombre d'impulsions observées dans un intervalle de temps donné. La Fig 2 c) montre que compter le nombre d'impulsions permet donc d'estimer si les vagues de 120 mV peut être considérées comme des évènements rares, sans calcul supplémentaire. Une boucle de rétroaction peut ainsi être imaginée pour contrôler la rareté des évènements : si trop d'évènements sont comptés,  $P_{ML}$  doit être augmentée pour rendre les impulsions plus rares, et inversement.

### CONCLUSION

Une génération contrôlée d'évènements rares est proposée en utilisant un laser Fabry-Perot à puits quantiques émettant dans la bande C. Les évènements rares sont obtenus en opérant le laser sous injection optique au bord de la limite entre zone de verrouillage et une zone de pulsations périodiques. Le bruit du système fait que le laser entre dans la zone de pulsation de manière rare et aléatoire, permettant ainsi de générer des évènements rares qui correspondent au critère d'identification des ondes scélérates. Les conditions d'injection permettent en outre de contrôler la rareté des évènements.

La rareté des impulsions peut ainsi être contrôlée en changeant la puissance injectée dans le laser esclave. Un tel système peut être conçu sur un circuit photonique intégré contenant les lasers maître et esclave, ainsi qu'un photodétecteur lent et un circuit de comptage des impulsions permettant d'adapter la puissance injectée pour rendre les évènements plus ou moins rares. Un générateur d'évènements aléatoire de grande amplitude pourrait ainsi être utilisé pour la génération de nombres aléatoires, ou l'interruption de transmission de données dans un réseau fibré.

**Le travail est financé par l'Office of Naval Research Global (grant N62909-16-1-2010).**

### REFERENCES

- [1] S. K. Hwang, J. M. Liu, and J. K. White, "Characteristics of period-one oscillations in semiconductor lasers subject to optical injection" *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 10, no. 5, pp. 974–981, 2004.
- [2] K. Schires, A. Hurtado, I. D. Henning, M. J. Adams, "Comprehensive experimental analysis of nonlinear dynamics in an optically-injected semiconductor laser", *AIP Advances* 1, No. 3, pp. 032131, 2011.
- [3] S. Wicczorek, B. Krauskopf, and D. Lenstra, "Multipulse excitability in a semiconductor laser with optical injection", *Phys. Rev. Lett.* 88, 063901, 2002.
- [4] C. Kharif, E. Pelinovsky, and A. Slunyaev, "Rogue Waves in the Ocean" Springer, 2009.